

# 关于 $J/\psi$ 辐射衰变产生胶球态的 另一种机制\*

彭宏安<sup>1</sup> 段春贵<sup>2</sup> 阎占元<sup>3</sup> 何祯民<sup>2</sup>

<sup>1</sup> (北京大学物理系 北京 100871)

<sup>2</sup> (河北师范大学物理系 石家庄 050016)

<sup>3</sup> (华北电力大学物理教学部 保定 071003)

**摘要** 基于粲夸克偶素  $J/\psi$  质量大而寿命长的特征的物理内涵和对胶球态产生条件的理解,提出了  $J/\psi \rightarrow G_b + \gamma$  过程产生胶球态的另一种机制,即认为胶球态  $G_b$  来自  $J/\psi$  中的组分粲夸克对  $c_{cm}, (\bar{c}_{cm})$  分别转变为流粲夸克对  $c_{cu}, (\bar{c}_{cu})$  时所发射的色八重态胶团对的融合,而余下的流粲夸克对再湮没为光子  $\gamma$ . 通过用此模型的计算,讨论了  $\Gamma_{J/\psi \rightarrow G_b + \gamma}$  与有关参数值的关系,并与  $J/\psi$  辐射衰变中通过两个末态胶子的强子化产生胶球的机制作出了对比.

**关键词** 组分胶子 胶球态 粲夸克偶素

## 1 引言

关于  $J/\psi$  辐射衰变产生胶球态( $G_b$ )

$$J/\psi \rightarrow G_b + \gamma, \quad (1)$$

已有讨论中常用的机制可用图 1 说明,  $J/\psi$  先衰变为光子  $\gamma$  和两个微扰 QCD 胶子,然后在末态强子化非微扰 QCD 过程中,这两个胶子再形成为胶球  $G_b$ <sup>[1]</sup>. 我们在讨论高能衍射产生胶球态  $p + p(\bar{p}) \rightarrow p + p(\bar{p}) + G_b$  时,也曾用这种机制来确定顶点  $G_b gg$  中的有效耦合常数  $B$ <sup>[2]</sup>. 然而由于  $J/\psi$  粒子具有大质量长寿命( $m_{J/\psi} = 3.097\text{GeV}$ , 而  $\Gamma_{J/\psi \rightarrow \text{all}} = 63\text{keV}$ )这一重要的特征,我们认为对它的辐射衰变产生胶球过程,应该还存在另一种机制,这是本文要着重讨论的.

首先我们想强调,由于从唯象学分析和格点 QCD 计算得知的胶球态的质量范围以及胶球态与通常强子态在强子世界中属于同一个层次,就决定了在任何过程中产生胶球态  $G_b$  只能是非微扰 QCD 过程;微扰 QCD 中的胶子是不可能直接过渡到胶球态. 其次我们认为,某些强作用过程在适当的环境(背景)下,强子系统内部可以形成其地位等同于组分夸克的色八重态组分胶子. 而胶球态就是由两个(或多个)这种组分胶子形成的束缚

2002-02-06 收稿, 2002-04-08 收修改稿

\* 国家自然科学基金(10175074), 河北省自然科学基金(100144)和河北电力大学青年科研基金资助

态<sup>[3]</sup>. 适当的环境(背景)要求具有:有效相互作用始终很强,并且覆盖着较大的(线度 $\sim 1\text{fm}$ )作用时-空内涵的过程. 这样的一个典型例子就是高能强子-强子散射总截面过程. 熟知在这里单个 Pomeron(IP)交换就能饱和幺正条件. 对此,一种合理的解释就是在这样的过程中发生了最大非微扰强作用反应(MNSIR)<sup>[3]</sup>——强子中的组分夸克(它的质量约 $300\text{MeV}$ )带有的非微扰 QCD 胶子(和海夸克对)云全部被剥落下来而成为色八重态非微扰胶团(可能混含海夸克对)后,此核心本身则变为微扰 QCD 中的物理的流夸克(质量约 $3\text{—}5\text{MeV}$ ),可以用反应式

$$q_c(\bar{q}_c) \rightarrow q(\bar{q}) + g_{\text{gluer}}(\bar{g}_{\text{gluer}}) \quad (2)$$

表示,而胶团 $\bar{g}_{\text{gluer}}$ 是 $g_{\text{gluer}}$ 的色共轭. 文献[3]说明了(2)式中胶团本身可能是复杂的色八重态客体,但它有很大一部分的成分是组分胶子.

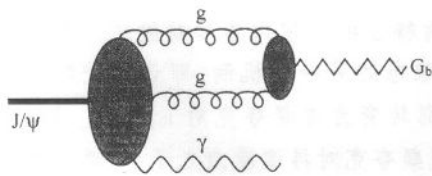


图 1  $J/\psi$  辐射衰变产生胶球  $G_b$  的一种机制示意图

对于  $J/\psi$  等重夸克偶素( $c\bar{c}$ )的基态,人们从发现时就知道它们的质量很重,但却有很长的寿命. 这是一个重要的特征性质. 它的物理内涵就是反映了作为一类新粒子,它的组分夸克间的作用长得能营造出有效作用很强而且能保持较大的作用时-空环境. 因此我们认为,在某种程度上, $J/\psi$  中的粲夸克对也可以发生类似(2)式的反应. 但与此相关,首先说明一下关于

粲组分夸克与流夸克区分的问题. 通常在讨论含粲夸克反应的过程中,由于它的质量较重( $m_c \sim 1.5\text{GeV}$ )而且都是在高能时才能产生. 一般认为有它时就可以用微扰 QCD,因而不去特别注意粲的组分夸克与流夸克的区分,经常将两者混淆或等同起来,其实这种不加区分的做法是不对的. 虽然它们不像  $u, d$  轻夸克时那样在其组分夸克和流夸克之间存在巨大的差别,但是考察一下就会发现,求解 Schrödinger 方程或 Bethe-Salpeter 方程拟合得出的粲组分夸克质量,一般总是比由 QCD 求和规则得出的粲流夸克质量要重一些(平均约重  $0.1 \sim 0.3\text{GeV}$ ). 而如果从概念上讲,容易看出两者根本不属于同一类型. 所有强子中的组分夸克(不论是  $u, d, s$  还是  $c$  或  $b$ )它们质量均由强子谱唯象地定出,都具有非微扰效应,一般都认为它有有限的大小(其线度不会比通常强子小得太多). 对于它们,不少人采用的模型<sup>[4]</sup>是认为它是中心有个核-价夸克而周围有由非微扰 QCD 胶子(和海夸克对)组成的云包裹着. 而流夸克质量则是  $L_{\text{QCD}}$  中的参量. 流夸克(在测不准关系意义上)也有结构,通常称 Sudakov 因子,但它是可用微扰 QCD 算出. 对于粲夸克,情况也是这样,只是这时的组分夸克所包裹着的非微扰 QCD 胶子(和海夸克对)的云相对来说可能“薄”一些,因而对  $J/\psi$ ,只要有合适的环境,它的组分夸克(反夸克)也产生类似(2)式的反应式

$$c_c(\bar{c}_c) \rightarrow c(\bar{c}) + g_{\text{gluer}}(\bar{g}_{\text{gluer}}). \quad (3)$$

## 2 理论框架

基于这种认识,对(1)式这种过程及图 2 所示的衰变机制(其中  $c_c(\bar{c}_c)$  和  $c(\bar{c})$  分别代

表粲的组分夸克(反夸克)和流夸克(反夸克),  $g$  和  $\bar{g}$  分别为色八重态胶团中所含的组分胶子和它的色共轭, 由于现今对有关胶球态产生和衰变动力学的了解不够和可用的实验数据太少, 本文只能作初步的讨论和简单的估算, 为此假定:

- 1) 只讨论  $0^{++}$  的胶球态产生; 2) 用色单态模型<sup>[5]</sup>处理  $J/\psi \rightarrow c_c + \bar{c}_c$  波函数因子; 3) 用 Landshoff-Nachtmann(L-N)场论模型<sup>[6]</sup>讨论 Pomeron(IP)行为时得出的非微扰胶子传播子公式表示组分胶子传播子; 4) 采用文献[2]得出的关于  $G_b$ -g-g 顶角数值  $B$  的估算; 5) 假定(3)式反应中的顶角  $c_c$ -g-c(和  $c_c$ - $\bar{g}$ -c)为待定常数.

这样对应图 2 得到的  $J/\psi \rightarrow G_b + \gamma$  振幅  $M$  的表达式是:

$$M = A Q_c \int d^4 k g_c D(q_1^2) B_c^c(q_1, q_2, p) D(q_2^2) g_c \delta(q_1^2 - q_2^2) m^2 \cdot \text{Tr} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2}} \not{\epsilon}_J \left( \frac{1}{2} \not{P}_J + m_c \right) \gamma_\rho \frac{(k - \not{q}) + m_c}{(k - q)^2 - m_c^2 + i\epsilon} \not{\epsilon}_\gamma \frac{k + m_c}{k^2 - m_c^2 + i\epsilon} \gamma_\nu \right\} \quad (4)$$

其中  $\frac{1}{\sqrt{2}} \not{\epsilon}_J \left( \frac{1}{2} \not{P}_J + m_c \right)$  是色单态近似时  $J/\psi$  函数因子,  $B_c^c(q_1, q_2, p)$  是  $g$ - $\bar{g}$ - $G_b$  顶点函数张量. 因为只讨论  $0^{++}$  胶球态并将它近似认为常数  $B$ , 因此  $B_c^c(q_1, q_2, p) = B \delta_{\mu\nu} \cdot g_c$  为  $c$ - $c_c$ - $g$  的有效耦合常数,  $D(q_i^2)$  是四动量为  $q_i$  的组分

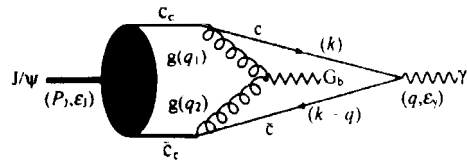


图 2  $J/\psi$  辐射衰变产生胶球  $G_b$  的一种机制

胶子传播子. 系数  $A Q_c = \left( \frac{m_J \Gamma_{J \rightarrow c\bar{c}}}{2\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \left( Q_c = \frac{2}{3} \right)$ ,  $m_c$  为粲组分夸克质量<sup>[1]</sup>. 由于图 2 是  $J/\psi$  两体衰变, 不存在动量转移量, 因此对四动量  $k$  积分时引入了约束条件  $\delta(q_1^2 - q_2^2)$ . 此外  $P_J^2 \equiv m_J^2 \approx 4m_c^2$ ,  $q^2 = 0$  和  $p^2 = m^2$ ,  $m$  为  $0^{++}$  胶球态质量. 由图 2 得知,  $P_J = p + q$ ,  $q_1 = \frac{1}{2} P_J - k$ ,  $q_2 = \frac{1}{2} P_J + k - q$ .

结合 L-N 场论模型中关于非微扰 QCD 胶子传播子的分析和文献[3]中胶球态形成机制的讨论, 用到  $J/\psi$  中来, 就是将组分胶子传播子写为  $D(q^2) = -\frac{A_c}{g_c} e^{q^2/\mu^2}$  代入(4)式. 综合上面的说明并对(4)式中 Dirac 矩阵化简后得

$$M = -4\sqrt{2} A Q_c B A_c^2 m_c \int d^4 k \frac{e^{\frac{(q_1^2 + q_2^2)}{\mu^2}} \delta(q_1^2 - q_2^2) m^2}{[(k - q)^2 - m_c^2 + i\epsilon][k^2 - m_c^2 + i\epsilon]} \cdot [2(\epsilon_J \cdot k)(\epsilon_\gamma \cdot k) - (\epsilon_J \cdot q)(\epsilon_\gamma \cdot k) + (\epsilon_J \cdot \epsilon_\gamma)(k \cdot q - k^2 + m_c^2)]. \quad (5)$$

为便于对  $k$  的四重积分计算和从物理上进行分析, 将  $k$  积分变量用 Sudakov 型变量表出<sup>[2]</sup>

$$k = \frac{xP}{2\nu} + \frac{yq}{2\nu} + k_T, \quad (6)$$

1) 在本文的数值计算中, 不去区分粲夸克的组分质量与流质量数值上的差异, 因为还有更大的不确定因素未能充分考虑.  
2) 由于是 1→2 的衰变过程, 因此  $x$  与  $y$  变量并非独立, 两者之间的约束关系已体现在(4)式的  $\delta(q_1^2 - q_2^2)$  因子中.

其中  $\nu \equiv 2p \cdot q = m_j^2 - m^2$ ,  $k_\tau$  为与  $p, q$  都垂直的四维类空矢量 ( $k_\tau^2 = -K_\tau^2$ ). 注意这里的  $x$  和  $y$  的量纲均是质量平方. 当  $k$  用(6)式表示时, 由(5)式得  $d^4 k = \frac{m^2}{4m_j^2 \nu} dx dy dK_\tau^2$ , 而(5)

式约化为

$$M = -\frac{\pi m^4}{\sqrt{2} m_j \nu} A Q_c B A_c^2 \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \int_0^\infty dK_\tau^2 \delta\left(\nu - y - \frac{xm^2}{\nu}\right) \cdot$$

$$\frac{\exp\left[\frac{m^2}{2\mu^2} + \left(\frac{m^2}{2\mu^2 \nu^2} x^2 - \frac{x}{\mu^2}\right) + \frac{xy}{\mu^2 \nu} - \frac{2}{\mu^2} K_\tau^2\right]}{\left[\frac{1}{4\nu^2}(m^2 x^2 + 2\nu xy) - \frac{1}{4} m_j^2 - K_\tau^2 + i\epsilon\right] \left[\frac{1}{4\nu^2}(m^2 x^2 + 2\nu xy) - x - \frac{1}{4} m_j^2 - K_\tau^2 + i\epsilon\right]}$$

$$\left\{ \frac{1}{2\nu^2} [x^2 (\epsilon_j \cdot p)(\epsilon_\gamma \cdot p) + xy (\epsilon_j \cdot q)(\epsilon_\gamma \cdot p)] + \right.$$

$$\frac{1}{2\nu} [2x (\epsilon_j \cdot p)(\epsilon_\gamma \cdot k_\tau) + 2x (\epsilon_j \cdot k_\tau)(\epsilon_\gamma \cdot p) +$$

$$2y (\epsilon_j \cdot q)(\epsilon_\gamma \cdot k_\tau)] + [2(\epsilon_j \cdot k_\tau)(\epsilon_\gamma \cdot k_\tau) - (\epsilon_j \cdot q)(\epsilon_\gamma \cdot k_\tau)] +$$

$$\left. (\epsilon_j \cdot \epsilon_\gamma) \left[ \frac{1}{4} m_j^2 + \frac{x}{2} - \frac{1}{4\nu^2} (x^2 m^2 + 2\nu xy) + K_\tau^2 \right] \right\}.$$

利用  $\delta$  函数求出(7)式中对  $y$  的积分得

$$M = \frac{-8\pi \nu^2 A Q_c B A_c^2}{\sqrt{2} m^4 m_j} \int_0^\infty dK_\tau^2 \int_{-\infty}^{+\infty} dx \cdot$$

$$\frac{\exp\left[\frac{m^2}{2\mu^2} - \frac{2K_\tau^2}{\mu^2} - \frac{m^2 x^2}{2\mu^2 \nu^2}\right]}{\left[x^2 - \frac{2\nu^2}{m^2} x + \frac{4\nu^2}{m^2} \left(\frac{1}{4} m_j^2 + K_\tau^2\right) - i\epsilon\right] \left[x^2 + \frac{2\nu^2}{m^2} x + \frac{4\nu^2}{m^2} \left(\frac{1}{4} m_j^2 + K_\tau^2\right) - i\epsilon\right]}$$

$$\left\{ \frac{x^2}{\nu} (\epsilon_j \cdot p)(\epsilon_\gamma \cdot p) + \left(x - \frac{x^2 m^2}{\nu^2}\right) (\epsilon_j \cdot q)(\epsilon_\gamma \cdot p) + \right.$$

$$2x [(\epsilon_j \cdot p)(\epsilon_\gamma \cdot k_\tau) + (\epsilon_j \cdot k_\tau)(\epsilon_\gamma \cdot p)] -$$

$$\frac{2xm^2}{\nu} (\epsilon_j \cdot q)(\epsilon_\gamma \cdot k_\tau) + 4\nu (\epsilon_j \cdot k_\tau)(\epsilon_\gamma \cdot k_\tau) +$$

$$\left. \left[ \frac{x^2 m^2}{2\nu} + 2\nu x + \frac{\nu m_j^2}{2} + 2\nu K_\tau^2 \right] (\epsilon_j \cdot \epsilon_\gamma) \right\}. \quad (8)$$

上式如果注意到以下几点, 则进一步的计算会简便:

1) (8)式对  $x$  积分的分母中, 有 4 个  $x$  复平面中的单极点:

$$x_{1,4} = \frac{\nu^2}{m^2} \pm i \frac{\nu^2}{m^2} \sqrt{\frac{4m^2}{\nu^2} \left(\frac{1}{4} m_j^2 + K_\tau^2\right) - 1},$$

$$x_{2,3} = -\frac{\nu^2}{m^2} \pm i \frac{\nu^2}{m^2} \sqrt{\frac{4m^2}{\nu^2} \left(\frac{1}{4} m_j^2 + K_\tau^2\right) - 1}, \quad (9)$$

因而是以  $x=0$  为对称中心, 对称座落在  $x$  复平面 4 个象限内. 由于(8)式中指数因子在  $|x| \rightarrow \infty$  的迅速趋于 0, 可用 Cauchy 留数积分定理沿  $x$  的上半平面(或下半平面)对  $x$  积分积出, 发现它的每一项对  $K_\tau^2$  讲都具有迅速的抑压的指数因子

2) 在求出  $|M|^2$  后,再对初态  $J/\psi$  和末态光子  $\gamma$  的极化态分别求平均与求和时,用到

$$\sum_{\alpha=1}^3 \epsilon_{J_1, \mu}^{\alpha}(P_1) \epsilon_{J_1, \nu}^{\alpha}(P_1) = -g_{\mu\nu} + \frac{P_{1,\mu} P_{1,\nu}}{m_J^2} \quad \text{和} \quad \sum_{\alpha=1}^4 \epsilon_{\gamma, \mu}^{\alpha}(q) \epsilon_{\gamma, \nu}^{\alpha}(q) = -g_{\mu\nu}.$$

再注意  $k_T$  与  $p, q$  都垂直,因而在求  $\sum_{\text{Pol}} |M|^2$  时,会看到(8)式中  $|\dots|$  与它的共轭项的乘积中的许多交叉项都等于 0,大大减小计算量.

### 3 参数值的选定和有关本文机制的简单讨论

以上除了  $J/\psi$ , 粲夸克和  $0^{++}$  胶球态的质量(分别为  $m_J, m_c = \frac{1}{2} m_J$  和  $m$ )以及  $AQ_c$  (已由  $A^2 Q_c^2 = \frac{m_{J/\psi}}{2\alpha} \Gamma_{J \rightarrow \infty}$  定出)外,需要说明的是  $B, g_c, A_c$  和  $\mu$  这 4 个参数.

1) 参数  $B$  是  $0^{++}$  胶球态与两个组分胶子的顶角函数的常数近似,这里用文献[2]中的处理方式,即图 1 的机制用到  $J/\psi \rightarrow f_0(1500) + \gamma$  过程(假定  $f_0(1500)$  主要是  $0^{++}$  态胶球). 在结合最新  $\Gamma_{J/\psi \rightarrow f_0 + \gamma}$  和  $\Gamma_{J/\psi \rightarrow \infty}$  分支比数据<sup>[7]</sup>后,得出  $B = 2.69 \times 10^{-6} \text{ GeV}$ .

2) 参数  $g_c$  是粲组分夸克-粲流夸克-组分胶子顶点耦合常数,仿照文献[8]的处理,将文献[6]和[3]中对  $u, d$  轻夸克时得出的对应  $g$  值换算到粲夸克,得出  $g_c \approx 0.28g$ , 而  $g \approx 2.97$ .

3)  $A_c$  和  $\mu$  是组分胶子传播子  $g_c D(q^2) \equiv -A_c e_{\mu}^2$  中的参量. 文献[6]根据  $\sigma_{N_c - N(N_c)}^{\text{Tot}}(s)$  随  $s$  变化实验数据,拟合出在只有  $u, d$  夸克的反应中,带耦合常数  $g$  时的相应胶子传播子  $gD(q^2) = -A e_{\mu}^2$ , 他们的数据是  $g \approx 2.97, A \approx 9.13 \text{ GeV}^{-2}, \mu \approx 1.1 \text{ GeV}$ . 本文取  $A_c \approx 0.3A$ , 而  $\mu$  取值和文献[6]中的相同,因而,我们取的  $D(q^2)$  基本与  $L-N$  模型中的一样.

将以上定出的参数和  $m_J = 3.097 \text{ GeV}, m_c = \frac{1}{2} m_J, m = 1.5 \text{ GeV}$  值代入  $M$  中,经过计算,最终代入

$$\Gamma_{J/\psi \rightarrow f_0 + \gamma} = \frac{1}{2m_J} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3 2E_p} \frac{d^3 q}{(2\pi)^3 2\omega_q} \sum_{\text{Pol}} |M|^2 (2\pi)^4 \delta^4(P_J - p - q), \quad (10)$$

得出  $\Gamma_{J/\psi \rightarrow f_0 + \gamma} \approx 6 \times 10^{-2} \text{ keV}$ , 与实验<sup>[8]</sup>测出的  $\Gamma_{J/\psi \rightarrow f_0(1500) + \gamma} \approx 5.06 \times 10^{-2} \text{ keV}$  对照,说明上面所调各参数的范围还是合理的. 我们将在今后对有关参数值作进一步研究.

最后再对本文提出的产生胶球的机制说明一下. 人们现今已认识到,胶球态具有真空量子数,产生它的主要来源是准静止态时  $p(\bar{p})$  对湮没和高能强子衍射型散射过程的中心区. 从高能  $p-p(\bar{p})$  碰撞实验数据分析中知道,在这些动量转移(即横动量)小而有效作用强度大的软散射区间,的确集中了大量真空量子数末态. 在这里能饱和么正条件的 IP 与胶球态之间的二元性关系表现得最为明显. 有关这点最集中的表现如文献[3]中提出的最大非微扰强作用反应(MNSIR),即本文的(2)式,这种动力学环境,在其他强作用过程中不太容易见到. 但是,如果注意到  $J/\psi$  和  $\gamma$  等重夸克偶素基态中,由于它们质量大而寿

命长,也的确具备产生 MNSIR 的环境. 因为用 Schrödinger 方程求重夸克偶素的基态本征解时,可看出它们的质量大,的确对应大的空间线度,而寿命长则更明显反映了它有大的时间线度. 从 QCD 有效作用强度对时-空线度的特定关系来看,有利于我们猜测在  $J/\psi$  中可以发生类似于(2)式的(3)式反应. 因而提出了  $J/\psi$  产生胶球过程时的另一种机制.

如果我们坚持认为对应图 1 所描述的机制中,那两个由微扰 QCD 方式发射的胶子的末态强子化过程中,只有先演化为两个非微扰胶子然后才能转变为胶球态的话,那么从这图形的拓扑结构上就可以看出,它们与本文提出的机制有若干类似之处.

### 参考文献 (References)

- 1 Close F E, Farrar G, LI Z P. Phys. Rev., 1997, **D55**:5749
- 2 PENG H A, XU J S. Eur. Phys. J., 1999, **C17**:87  
PENG H A, DUAN C G, YAN Z Y et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2002, **26**(7):658(in Chinese)  
(彭宏安,段春贵,阎占元等. 高能物理与核物理, 2002, **26**(7):658)
- 4 Altarelli G et al. Nucl. Phys., 1974, **B69**:531; Donnachie A, Landshoff P V, Nucl. Phys., 1976, **B88**:233; Hwa R C. Phys. Rev., 1980, **D22**:759
- 5 Berger E L, Jones D. Phys. Rev., 1981, **D23**:151; Baier R, Rukel R. Z. Phys., 1983, **C19**:251
- 6 Landshoff P V, Nachtmann O. Z. Phys., 1987, **C35**:405
- 7 Groom D E et al. Eur. Phys. J., 2000, **C15**:1
- 8 Landshoff P V, Donnachie A. Phys. Lett., 1988, **B207**:319

## An Alternative Mechanism of Glueball Production in the $J/\psi$ Radiative Decays \*

PENG Hong-An<sup>1</sup> DUAN Chun-Gui<sup>2</sup> YAN Zhan-Yuan<sup>3</sup> HE Zhen-Min<sup>2</sup>

<sup>1</sup> (Department of Physics, Peking University, Beijing 10087, China)

<sup>2</sup> (Department of Physics, Hebei Teachers' University, Shijiazhuang 050016, China)

<sup>3</sup> (Department of Physics, North-china Electric Power University, Baoding 071003, China)

**Abstract** Based on the physical implication of the unusually large mass scale and long live-time characteristics of  $J/\psi$  particle and on the understanding of the requirement of glueball production, we proposed an alternative mechanism of glueball production in  $J/\psi$  radiative decay: the glueball  $G_b$  could be formed via fusion of a pair of constituent gluons which are emitted whenever the constituent charm quark and anti-quark in  $J/\psi$  transit into current charm quark and anti-quark, and remained current charm quark-pair annihilates into a photon. After a brief discussion of model parameters, we evaluate the partial width  $\Gamma_{J/\psi \rightarrow G_b + \gamma}$ , and compare it with the result from the mechanism where the glueball is produced via hadronization of two emitted gluons in the  $J/\psi$  radiative decay.

**Key words** constituent gluon, glueball, charm quarkonium

Received 6 February 2002, Revised 8 April 2002

\* Supported by NSFC (10175074), Natural Science Foundation of Hebei Province (100144), and Youth Foundation of North-China Electric Power University